

03;04

Газодинамические явления при движении ударных волн и тел в низкотемпературной неравновесной плазме

© А.П. Бедин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

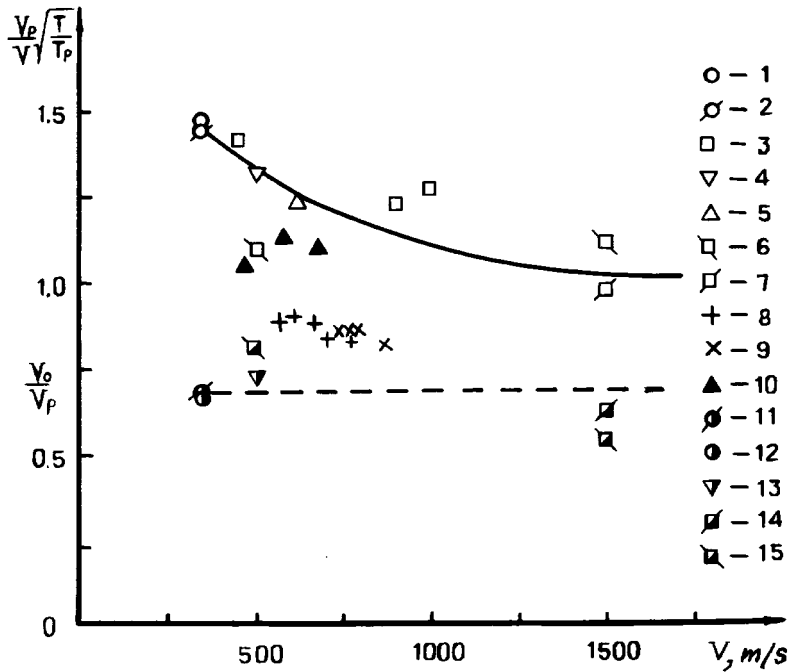
Поступило в Редакцию 30 марта 1998 г.

Анализируются газодинамические аномалии, возникающие при движении ударных волн и тел в низкотемпературной неравновесной плазме. Показано, что возникновение аномалий связано с особенностями распространения звука в неравновесной плазме.

К настоящему времени в результате экспериментальных исследований установлено, что при входе ударной волны или летящего тела в зону газового разряда имеют место следующие аномальные явления: ускорение ударных волн [1–8]; изменение их структуры [5–8,10,11]; изменение обтекания тел (в частности, увеличение отхода головной ударной волны от тела [12]); изменение аэродинамических характеристик тел, в частности коэффициента сопротивления [13,14]; изменение абляции и теплового потока к телу [15] и др. Эти явления наблюдаются при движении ударных волн и тел в слабоионизованной неравновесной плазме тлеющего и высокочастотного разрядов в разных газах (воздух, Ar, CO₂, и др.) при давлении 1–100 Торр, газокинетической температуре $T = 300–1400$ К, электронной температуре $T_e = 1–6$ eV, $n_e = 5 \cdot 10^{10}–10^{12}$ см⁻³.

Несмотря на большую разнородность перечисленных явлений, все они объединены общей причиной своего возникновения — особенностью распространения звука в неравновесно возбужденных средах. В данной работе обосновывается эта точка зрения.

Специфической особенностью распространения ударных волн в слабоионизованной неравновесной плазме является изменение их одноволновой структуры, характерной для обычных газов, на трехволновую: лидер, предвестник, остаточная волна. Каждый из элементов такой расщепленной ударной волны имеет свою амплитуду и движется со своей



Относительные скорости распространения предвестника и остаточной волны в плазме в зависимости от скорости движения ударной волны в невозмущенном разряде газе. Предвестник, воздух: 1 — [12]; 2 — [17]; 3 — [4]; 4 — [7]; 5 — [5]; 6 — [6]; 7 — [8]; 8 — [9], энерговыход 450 W; 9 — [9], энерговыход 100 W; аргон: 10 — [3]. Остаточная волна, воздух: 11 — [17]; 12 — [12]; 13 — [7]; 14 — [8]; 15 — [6].

скоростью, причем $V_L > V_P > V_O$ (индексы L, P, O относятся к лидеру, предвестнику и остаточной волне). Возникновение лидера обусловлено возмущением заряженной компоненты плазмы, его амплитуда из-за низкой концентрации этой компоненты в газовом разряде мала, поэтому лидер не оказывает заметного влияния на газодинамические процессы. Предвестник формируется пакетом звуковых волн высокой частоты, остаточная волна — звуковыми волнами низкой частоты. Их разделение обусловлено различием скоростей движения предвестника и остаточной волны ($V_P > V_O$), а также значительным уменьшением, а в ряде

случаев и переменной знака коэффициента затухания высокочастотного звука в неравновесно возбужденных средах (см., например, обзор [16]). Скорости распространения предвестника и остаточной волны связаны между собой соотношением $V_O/V_P \approx 0.68$ (см. рисунок). Там же на рисунке показана зависимость нормированной скорости предвестника (его параметры отмечены индексом P) от скорости ударной волны V в невозмущенном разрядом воздухе $\bar{V}_P/\sqrt{\bar{T}_P} = V_P\sqrt{T}/V\sqrt{T_P} = f(V)$. Сплошная кривая на графике соответствует зависимости

$$V_P = V(1 + 0.46e^{-0.7(M-1)})\sqrt{\bar{T}_P}/T, \quad (1)$$

осредняющей экспериментальные данные при $\bar{V}_P/\sqrt{\bar{T}_P} > 1$ (случай $\bar{V}_P/\sqrt{\bar{T}_P} = 1$ соответствует равновесным течениям). Из графика видно, что данные работы [9], хотя и правильно отражают тенденцию роста отношения $\bar{V}_P/\sqrt{\bar{T}_P}$ при $M = V/a \rightarrow 1$ (a — скорость звука в воздухе), тем не менее выпадают из генеральной зависимости $\bar{V}_P/\sqrt{\bar{T}_P} = f(V)$. Поэтому осредняющая кривая построена без учета данных этой работы. Из соотношения (1) следует, что скорость звука в плазме $a_P = 1.46a\sqrt{\bar{T}_P}/T$. Согласно оценкам ее величины, по изменению отхода головной ударной волны в плазме [12]: $a_P = 1.48a\sqrt{\bar{T}_P}/T$, а по изменению коэффициента сопротивления [17]: $a_P = 1.45a\sqrt{\bar{T}_P}/T$. Имея это в виду, соотношение (1) можно записать в следующем виде:

$$M_P = M(1 + 0.46e^{-0.7(M-1)})/1.46. \quad (2)$$

Из (1) и (2) ясно, что скорость распространения сильных ударных волн в плазме (предвестник) и в воздухе, нагретом до температуры плазмы, одинакова. В то же время число Маха в плазме в 1.46 раз меньше, чем в нагретом воздухе. Скорость распространения слабых ударных волн в плазме выше, а число Маха ниже, чем в нагретом воздухе. Если учесть, что скорость остаточной волны $V_O = 0.68V_P$, а $a_P = 1.46a_O$, то не трудно установить, что $M_O = M_P$, т.е. скорость распространения остаточной волны ниже, чем предвестника, а их числа Маха одинаковы.

Аналогичные явления (ускорение ударных волн, их расщепление на три волны, изменение скорости звука) имеют место и в плазме Ag (рис. 1, а также данные работ [2,3,5]). Согласно данным рис. 1, скорость звука в плазме Ag может составить величину $a_P \sim 1.3a\sqrt{\bar{T}_P}/T$.

Из-за $V_P > V_O$ и значительного уменьшения и даже перемены знака коэффициента затухания высокочастотного звука в неравновесно возбужденных средах предвестник, представляющий собой высокочастотную часть ударной волны, отходит от остаточной волны на расстояние $\Delta_{PO} = (V_P - V_O)t \approx 0.5V_O t$, которое с течением времени только возрастает. Поэтому в условиях баллистического эксперимента предвестник при фотографировании модели всегда оказывается за пределами поля зрения объектива и на снимках видна лишь модель и остаточная волна (см., например, [15]). Увеличение отхода предвестника от остаточной волны приводит к тому, что с некоторого момента времени он перестает влиять на остаточную волну и, следовательно, на обтекание тела. Поэтому в газовом разряде параметры течения за предвестником и остаточной волной можно рассчитывать по числу $M_O = M_P$ (см. соотношение (2)) и параметрам невозмущенного течения, используя для этого уравнения для прямого скачка уплотнений. Если отход предвестника от остаточной волны не велик, то при расчете параметров течения за остаточной волной необходимо учитывать возмущение поля течения перед ней. В таблице приведены результаты расчета отношения статических давлений за предвестником в плазме при $T = 350$ К и за ударной волной, распространяющейся в воздухе со скоростью $V = 500-1500$ м/с при $T = 293$ К, которые сопоставлены с экспериментом, проведенным при тех же условиях. Расчет проводился по обычным формулам прямого скачка с использованием соотношения (2), при этом показатель адиабаты был принят равным 1.4 для воздуха и 1.3 для плазмы.

$V, \text{ m/s}$	500	500	1250	1500	1500
P_{2P}/P_2 расчет	0.814	0.814	0.519	0.493	0.493
P_{2P}/P_2 эксперимент	0.761 [6]	0.667 [7]	0.426 [8]	0.561 [8]	0.463 [6]

Как видно из таблицы, данные расчета удовлетворительно согласуются с экспериментом. Статическое давление за сильными ударными волнами в плазме, судя по табличным данным, в ~ 2 раза меньше, чем в воздухе. Давление торможения за ударными волнами и давление за отраженными от стенки ударными волнами в плазме также существенно меньше, чем в воздухе [17]. Это означает, что и локальные нагрузки на летящее в плазме тело должны существенно уменьшаться по сравнению

с обычным воздухом. Приближенная оценка аэродинамических характеристик простых тел и действующих на них сил в плазме может быть проведена по данным их измерений в каком-либо газе с использованием соотношений пересчета:

$$\begin{aligned} C_{X,YP} &= C_{X,Y} \bar{P}'_{OP} / \bar{P}'_O, \\ X_P, Y_P &= 0.5 C_{X,Y} \rho_P V^2 \bar{P}'_{OP} / \bar{P}'_O, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\bar{P}'_O = 2P'_O / \rho V^2$, P'_O — давление в критической точке тела, X, Y — сила сопротивления и подъемная сила тела, индекс P относится к плазме. Возможность такого пересчета обусловлена тем, что в любых двух средах, включая плазму, $C_{X,Y1} / \bar{P}'_{O1} \approx C_{X,Y2} / \bar{P}'_{O2}$ [17]. При пересчете следует иметь в виду, что при одинаковых скоростях полета тела число $M = M_O = M_P$ в плазме в ~ 1.5 раза ниже, чем в воздухе, нагретом до ее температуры. Необходимо отметить, что при дозвуковых скоростях полета ($M_O < 0.8$) такой пересчет вряд ли даст хорошие результаты из-за возможного сильного изменения донного давления в плазме. Уменьшение числа M в плазме по сравнению с нагретым воздухом помимо снижения уровня локальных и интегральных нагрузок должно приводить и к уменьшению температуры торможения и плотности за ударной волной. При этом, как показывают оценки, удельный тепловой поток в критической точке сферы

$$q_O = 0.9 Pr_2^{-0.6} C_p (T_r - T_w) \sqrt{\rho_2} \mu_2 V_\infty / R, \quad (4)$$

где R — радиус сферы, остальные обозначения общеизвестны, уменьшается в плазме в ~ 2 раза по сравнению с горячим воздухом. При проведении оценок принималось, что число Прандтля, теплоемкость и вязкость воздуха и плазмы одинаковы. В то же время, согласно данным эксперимента [15], абляция на сфере, а следовательно и тепловой поток к ней в плазме, уменьшается по сравнению с нагретым воздухом в ~ 4 раза. Поэтому можно предполагать, что в неравновесной плазме меняются коэффициенты переноса и, в частности, уменьшается вязкость по сравнению с равновесно нагретым воздухом. Последнее не может не сказаться на характере обтекания тел плазмой на дозвуковых режимах полета.

Список литературы

- [1] *Климов А.И., Коблов А.Н., Мишин Г.И.* и др. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. В. 7. С. 439–443.
- [2] *Басаргин И.В., Мишин Г.И.* // Препринт ФТИ АН СССР. N 880. Л., 1984. 22 с.
- [3] *Басаргин И.В., Мишин Г.И.* // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 4. С. 209–214.
- [4] *Климов А.И., Мишин Г.И., Федотов А.Б.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. В. 20. С. 31–36.
- [5] *Басаргин И.В., Мишин Г.И.* // Основные результаты научной деятельности 1989/90. Л.: ФТИ АН СССР, 1991. С. 100–103.
- [6] *Мишин Г.И., Климов А.И., Гридин А.Ю.* // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 16. С. 84–89.
- [7] *Гридин А.Ю., Климов А.И.* // ХФ. 1993. Т. 12. № 3. С. 363–365.
- [8] *Гридин А.Ю., Климов А.И., Ходатаев К.В.* // ТВТ. 1994. Т. 32. № 4. С. 486–490.
- [9] *Войнович П.А., Еришов А.П., Пономарева С.Е.* и др. // ТВТ. 1991. Т. 29. № 3. С. 582–590.
- [10] *Басаргин И.В., Мишин Г.И.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 8. С. 55–60.
- [11] *Басаргин И.В., Мишин Г.И.* // ЖТФ. 1996. Т. 66. В. 7. С. 198–203.
- [12] *Мишин Г.И., Серов Ю.Л., Явор И.П.* // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 11. С. 65–71.
- [13] *Бедин А.П., Мишин Г.И.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 25. В. 1. С. 14–19.
- [14] *Бедин А.П.* // Препринт ФТИ РАН. № 1680. СПб., 1996. 40 с.
- [15] *Серов Ю.Л., Явор И.П.* // ЖТФ. 1995. Т. 65. В. 3. С. 38–45.
- [16] *Осипов А.И., Уваров А.В.* // ИФЖ. 1988. Т. 55. № 1. С. 149–164.
- [17] *Бедин А.П.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 16. С. 88–93.